

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

ZAVRŠNI RAD

Zagreb, 2014.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

ZAVRŠNI RAD

Mentor:
Prof. dr. sc. Hrvoje Jasak, dipl. ing.

Student:
Mihael Cindori

Zagreb, 2014.

Izjavljujem da sam ovaj rad izradio samostalno koristeći stečena znanja tijekom studija i navedenu literaturu.

Mnogo se zahvaljujem prof. dr. sc. Hrvoju Jasaku na podršci i potpori u izradi ovoga rada. Također se zahvaljujem mag. ing. nav. arch. Vuki Vukčeviću na svim korisnim savjetima koje mi je dao.

Posebno se zahvaljujem dr. sc. Dominiku Christu na razumijevanju, strpljenju i znanju koje sam od njega dobio.

Dr. Christ, hvala Vam!

Mihael Cindori

Sadržaj

Popis slika	iii
Popis tablica	iv
Popis oznaka	v
1. Uvod	3
1.1. Karakteristike vrtložnog strujanja	3
1.2. Sydney vrtložni plamenik	5
1.3. Pregled dostupne literature o Sydney vrtložnom plameniku	6
2. Matematički model	9
2.1. Osnovne jednačbe	9
2.2. Modeliranje turbulencije	10
2.3. Modeliranje turbulencije uz stijenku zida	11
3. Numeričke postavke	13
3.1. Parametri vrtložnog strujanja	13
3.2. Generiranje mreže	13
3.2.1. Računalna domena	13
3.2.2. Rezolucija mreže	16
3.3. Rubni uvjeti	17
3.3.1. Rubni uvjeti brzine	17
3.3.2. Rubni uvjeti tlaka	17
3.3.3. Rubni uvjeti turbulencije	18
3.4. Sheme diskretizacije	20
3.4.1. Uzvodna Upwind shema	21
3.4.2. Upwind shema drugog reda točnosti	21
3.4.3. TVD shema	21
3.4.4. Povezivanje tlaka i brzine	22
4. Rezultati	24
4.1. Usporedba rezultata s obzirom na broj ćelija u tangencijalnom smjeru	24
4.2. Usporedba rezultata dobivenih na različitim rezolucijama mreže . . .	30

4.3. Usporedba rezultata prve i druge sheme diskretizacije	33
4.4. Preliminarni rezultati usporedbe stacionarnog i tranzijentnog vrtlož- nog strujanja	35
5. Zaključak	37
5.1. Preporuke za daljnji rad	38
6. Bibliografija	39

Popis slika

1.1	Zone karakteristične za vrtložno strujanje	4
1.2	Shema Sydney vrtložnog plamenika[11]	5
3.1	Geometrija u obliku trokutne prizme	14
3.2	Opis geometrije	15
3.3	Rubni uvjeti brzine	19
3.4	Primjer mreže za uzvodnu shemu [3]	20
3.5	Primjer konvergencije vrtložnog strujanja	23
4.1	Usporedba profila brzina s 1, 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru s korištenom najgrubljom mrežom i shemom diskretizacije prvog reda	29
4.2	Rezultati za različite tipove mreža za slučaj s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru i uz primjenjenu shemu diskretizacije drugog reda	32
4.3	Usporedba prve i druge sheme diskretizacije za osnovnu mrežu i 2 ćelije u tangencijalnom smjeru	34
4.4	Preliminarna usporedba stacionarnih i nestacionarnih rezultata	36

Popis tablica

2.1	Koeficijenti $k-\omega$ SST modela	11
3.1	Parametri vrtložnog strujanja	13
3.2	Korištene mreže konačnih volumena	16

Popis oznaka

Oznaka	Jedinica	Opis
U_x	m/s	Aksijalna komponenta vrtložne brzine
U_s	m/s	Aksijalna komponenta vrtložne brzine
U_y	m/s	Tangencijalna komponenta vrtložne brzine
U_z	m/s	Radijalna komponenta brzine
U	m/s	Apsolutna brzina strujanja
U_j	m/s	Brzina središnje struje zraka
U_e	m/s	Brzina okolišne struje zraka
W_s	m/s	Tangencijalna komponenta vrtložne brzine
S_g	—	Geometrijski vrtložni broj
Re	—	Reynoldsov broj
v_i	m/s	Vektorsko polje brzine
v_j	m/s	Vektorsko polje brzine
p	Pa	Polje tlaka
ν	m^2/s	Kinematska viskoznost
ν_T	m^2/s	Turbulentna viskoznost
μ	Pas	Dinamička viskoznost
ρ	kg/m^3	Gustoća
k	m^2/s^2	Turbulentna kinetička energija
ω	$1/s$	Specifična disipacija turbulentne kinetičke energije
ϵ	m^2/s^3	Disipacija turbulentne kinetičke energije
t	s	Vrijeme
y^+	—	Bezdimenzijska udaljenost od zida
u^+	—	Bezdimenzijska brzina
x	m	Aksijalna pozicija mjerenja

Oznaka	Jedinica	Opis
y	m	Udaljenost od zida
u	m/s	Brzina
u_τ	m/s	Smična brzina
τ_w	Pa	Posmično naprezanje na stijenci zida
κ	—	Von Karmanova konstanta
E	—	Konstanta zidne funkcije
D_h	m	Hidraulički promjer
d_h	m	Hidraulički promjer
l	m	Karakteristična duljina geometrije
r	m	Radijus

Sažetak

U ovom radu je ispitano vrtložno strujanje na Sydney vrtložnom plameniku. Proučen je slučaj strujanja bez izgaranja i niskog stupnja vrtložnosti (N29S054), te je dan pregled dostupne literature i rezultata za ovo strujanje, ali i za strujanje s visokim stupnjem vrtložnosti (N16S159), te metanske plamenove SM1, SM2 i SMH2. Na temelju podataka za strujanje s niskim stupnjom vrtložnosti (N29S054), napravljene su numeričke simulacije, za što je korišten CFD paket OpenFOAM. RANS i URANS $k-\omega$ SST modeli su korišteni za modeliranje turbulencije. Aksijalno simetrična geometrija je modelirana pomoću prizme s 1, 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru. Korištene su tri različite rezolucije mreže, te sheme diskretizacije prvog i drugog reda. Napravljena je usporedba dobivenih rezultata s eksperimentalnim podacima dostupnim unutar Sandia/TNF baze podataka.

Keywords: *vrtložno strujanje, vrtložni plamen, rezolucija mreže, shema diskretizacije*

Abstract

In this work, swirl-flow of a lab-scale burner has been investigated. The burner is known as the "Sydney swirl burner" and has been studied within the Sandia/TNF workshop. Cold-flow low-swirl case (N29S054) has been studied and an overview of literature on simulating this case as well as high-swirl cold-flow (N16S159) and methane flames SM1, SM2 and SMH2, is given.

The low-swirl case (N29S054) was investigated using OpenFOAM. For turbulence modelling RANS and URANS $k-\omega$ SST models were used. The axi-symmetric geometry was described using a cyclic wedge with 1, 2 and 3 cells in tangential direction. Three different mesh resolutions were generated and 1st and 2nd order of discretization were compared and have been validated against experimental data from literature.

Keywords: *swirl flow, swirl flame, mesh resolution, order of discretization*

1. Uvod

Vrtložna strujanja se mogu pronaći u raznim inženjerskim primjenama, poput raznih plamenika, ubrizgavača goriva i u pećima elektrana. Razlog prednosti vrtložnog strujanja je zbog njegove mogućnosti poboljšanja procesa miješanja goriva, povećanja stabilnosti plamena, smanjivanja duljine plamena, smanjenja emisije štetnih plinova, te općenito povećanja stupnja iskoristivosti izgaranja. Kako bi te prednosti bile što bolje iskorištene, pobliže se moraju proučiti procesi u takvom strujanju, čije je polje vrlo kompleksno i uključuje nekoliko recirkulacijskih zona i sekundarnih strujanja.

Computational Fluid Dynamics (CFD) je računalni numerički alat kojim se takvo strujanje može pobliže istražiti, a kojemu je ubrzani razvoj sve jačih i dostupnijih računala, omogućio široku primjenu u znanosti i industriji. No, neki od procesa se zbog svoje kompleksne prirode još uvijek ne mogu točno opisati. Jedan od takvih procesa je i vrtložno strujanje.

1.1. Karakteristike vrtložnog strujanja

U vrtložnim strujanjima se karakteristične zone pojavljuju zbog vrtložne komponente brzine. Te zone su (*vortex breakdown*), tj. recirkulacijska zona uz središnju os plamenika i (*precessing vortex core*), odnosno osnosimetrični vrtlozi, a na njihovu pojavu utječu vrtložna komponenta brzine i geometrijski vrtložni broj S_g definiran kao omjer vrtložne komponente brzine i aksijalne komponente brzine na vrtložnom ulazu plamenika [11]. Do sada je napravljeno mnogo istraživanja kako bi se opisao *vortex breakdown* proces, te je ustanovljeno kako će i on utjecati na pojavu i uspostavljanje osnosimetričnih vrtloga (*precessing vortex core*-a).

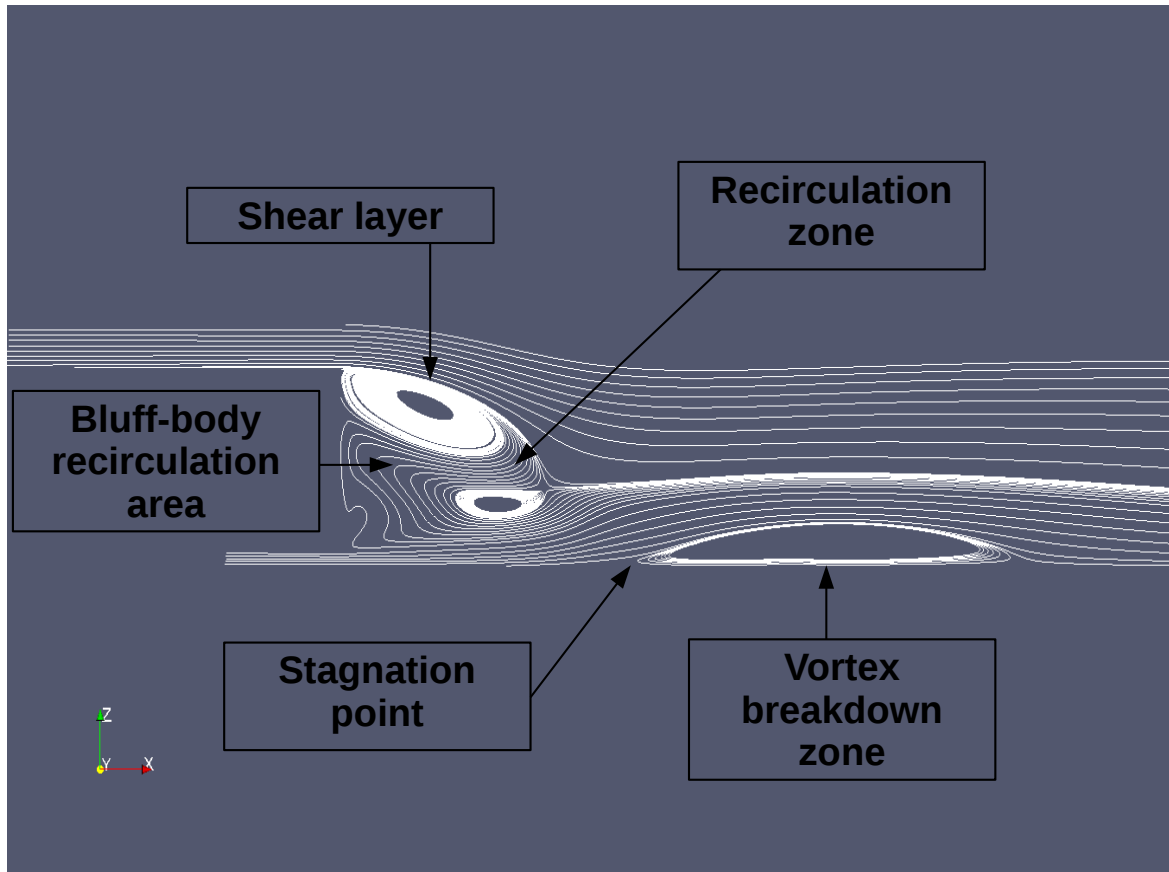
Upravo je *vortex breakdown* jedan od najzanimljivijih pojava u vrtložnom strujanju, te je uloženo mnogo truda kako bi se taj proces što bolje opisao [21, 16, 20]. Svi do sada spomenuti procesi su prikazani na slici 1.1.

Vortex breakdown je pojava koja se pojavljuje u blizini središnje osi plamenika, a nastaje uslijed djelovanja vrtložne komponente brzine [21].

Smični slojevi (*shear layers*) koji nastaju zbog paralelnog strujanja dviju struja različitih brzina, također imaju važnu ulogu u formaciji recirkulacijskih zona.

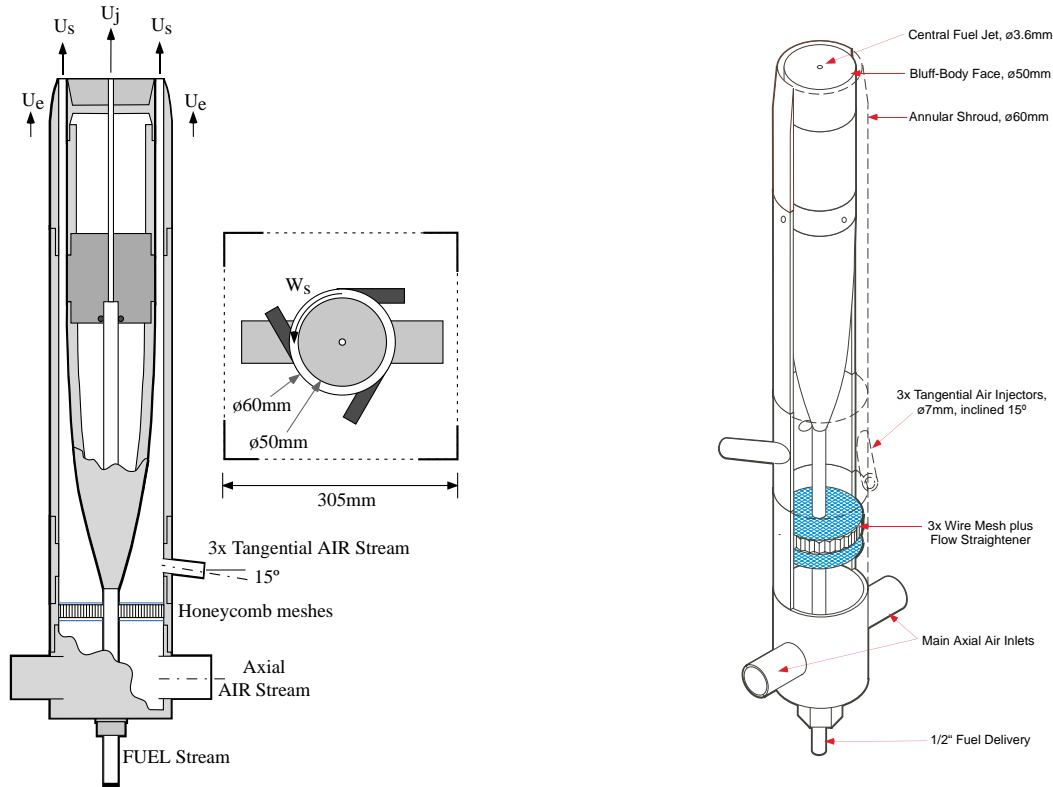
Posebno važna pojava koja služi za vrednovanje simulacije jest točka zastoja (*stagna-*

tion point), koja se pojavljuje u blizini središnje osi plamenika, uz koju se nizvodno može pojaviti i recirkulacijski mjehurić (*recirculation bubble*). Zbog odvajanja strujanja, u blizini površine plamenika (*bluff-body zone*) dolazi do stvaranja još jedne recirkulacijske zone (*bluff-body recirculation zone*) [21].



Slika 1.1: Zone karakteristične za vrtložno strujanje

1.2. Sydney vrtložni plamenik



Slika 1.2: Shema Sydney vrtložnog plamenika[11]

Geometrija vrtložnog plamenika opisana je na slici 1.2. U centru keramičke površine plamenika se nalazi središnji ulaz za zrak i gorivo, sa promjerom 3.6 mm. Vrtložni prstenasti ulaz je smješten 50 mm od središta površine plamenika, te je širok 10 mm i kroz njega ulazi samo zrak s vrtložnim strujanjem. Vrtložni zrak ima dvije komponente brzine, aksijalnu komponentu U_x koja je na slici 1.2 označena s U_s , te tangencijalnu komponentu U_z koja je na slici 1.2 označena kao W_s . Aksijalna komponenta je uzrok pojave primarne recirkulacijske zone koja se ustaljuje na površini plamenika [11].

Budući da su obje komponente brzine važne za formaciju vrtložnih pojava u strujanju, definira se i njihov omjer, koji se naziva geometrijski vrtložni broj S_g :

$$S_g = \frac{U_z}{U_x}. \quad (1.1)$$

Tangencijalna komponenta zraka se dovodi kroz tri 15 stupnjeva nagnuta ubrizgavača (*tangential air injectors*), dok se aksijalna komponenta vrtložne struje dovodi kroz glavne ulaze aksijalne struje (*axial air stream*). Plamenik je smješten u okolišnoj struji zraka, koja struji u kanalu sa 130 mm u promjeru [11]. Svi su profili brzine u potpunosti razvijeni na izlazu iz plamenika.

1.3. Pregled dostupne literature o Sydney vrtložnom plameniku

U literaturi su korišteni različiti numerički pristupi simulaciji pojava u Sydney vrtložnom plameniku. Također je korišteno i više različitih vrsta programskih paketa (Ansys Fluent, akademski *in-house* kodovi, itd.), rezolucija mreža i shema diskretizacija. Gotova sva istraživanja su bila bazirana na tranzijentnom strujanju.

S obzirom na korišteni model turbulencije, *Large Eddy Simulation* (LES) je korišten najčešće [15, 20, 16, 14, 1, 7, 12]. Iako daje najbolje rezultate, potrebno je mnogo više računalne snage i vremena kako bi se riješile sve za vrtložno strujanje značajne pojave, a koje su neizbježno trodimenzionalne i tranzijentne. RANS modeli turbulencije zahtijevaju mnogo manje vremena, jer se baziraju na Reynoldsovom vremenskom osrednjavanju, te računaju samo vremenski osrednjene veličine. Obično iz njih proizlaze veće numeričke greške ili pak uopće ne mogu opisati neke vrtložne pojave, poput recirkulacijskog mjehurića i osnosimetričnih *precessing vertex core* zona [21]. U ovom radu je korišten $k-\omega$ SST model kako bi se osiguralo malo potrebno računalno vrijeme.

M. Al-Abdeli and R. Masri [1] su pokazali kako pojava recirkulacijskog mjehurića ovisi o vrijednosti geometrijskog vrtložnog broja - S_g (ili vrijednosti vrtložne komponente brzine). Njihovo istraživanje se temeljilo na strujanjima bez izgaranja (SMA, SMH2).

U radu koji su napravili Yang Yang i Soren Knudsen Kaer [21], napravljena je usporedba između LES-a sa dinamičkim Smagorinsky-Lilly modelom i RANS $k-\epsilon$ RNG modela. Potvrđeno je da je LES mnogo bolji za modeliranje turbulencije vrtložnih strujanja, zbog mogućnosti simuliranja pojave osnosimetričnih zona, za razliku od RANS modela koji tu zonu nije predvidio. Njihovo istraživanje se temeljilo na vrtložnom strujanju slabog intenziteta (*low-swirl flow*), tj. slučaja N29S054 koji je obrađen u ovom radu. Pokazalo se kako je problem s RANS modelom bio u prekasnom predviđanju točke zastoja.

Također usporedivši s LES-om, RANS rezultati su pokazali da glavne recirkulacijske

zone, uključujući i recirkulacijski mjehurić, imaju veće radijalne i aksijalne dimenzije, a vrtložna komponenta brzine posjeduje veće vrijednosti na većim aksijalnim pozicijama.

Rezolucija mreže je također istražena, te su testirana četiri tipa mreže. Najgrublja mreža se sastojala od otprilike 177 tisuća ćelija, a prosječna duljina brida je iznosila 3.49 mm. Drugi tip mreže se sastojao od otprilike 0.41 milijuna ćelija, sa prosječnom duljinom brida od 2.64 mm, dok je treći tip mreže imao oko 0.99 milijuna ćelija i prosječnu duljinu brida 1.97 mm. Najfinija mreža se sastojala od 2.18 milijuna ćelija s prosječnom duljinom brida ćelije u iznosu od 1.51 mm. Koristeći RANS, najbolje rezultate je dala mreža s otprilike 0.8 milijuna ćelija, a koja je omogućila hvatanje recirkulacijskih zona unutar struje. Mreža je smatrana dovoljno dobrom onog trenutka kada je kinetička energija posjedovala otprilike 80% turbulentne kinetičke energije.

Isti su autori [20] u svom drugom radu koristili drugi tip mreže koji je omogućio razvijene profile brzina (*inlet-shift grid system*), te razvoj graničnog sloja okolišne struje zraka. Rezultati su pokazali bolja poklapanja tangencijalne komponente brzine s eksperimentom, a također su bolje predviđene i zone recirkulacije. Ta mreža se sastojala od 5 milijuna ćelija, te je testirana zajedno s konvencijalnom cilindričnom domenom koja sadrži otprilike 3 milijuna ćelija. Istraživanje je bilo bazirano na LES modelu turbulencije i dinamičkom Smagorinsky-Lilly modelu.

Stein i Kempf [16] su LES model koristili s ciljem opisivanja slučaja sa slabim intenzitetom vrtložnosti (N29S054), te su dobili dobra poklapanja rezultata s eksperimentom. Korištena je cilindrična domena koja omogućuje razvoj profila brzine i graničnog sloja, zajedno s metodom uronjene granice (*immersed boundary method*). Primjenjena su dva tipa mreže, najgrublja s 448 000 ćelija, te najfinija s 1 821 600 ćelija. Predviđena je pojava recirkulacijskog mjehurića, te je zaključeno kako se mali poremećaji brzine, koji se javljaju u nizvodnim pozicijama, događaju zbog drugačijeg položaja mjehurića u usporedbi s eksperimentom.

Stein i Kempf [16] su također istražili i metanske plamenove (SM1, SM2), te vodik-metanski plamen (SMH1). Korišten je isti tip mreže kao i u slučaju bez izgaranja zajedno s dinamičkim Smagorinsky modelom, s ciljem određivanja turbulentne viskoznosti i modeliranja transportnih jednadžbi. Kod SMH1 slučaja je uočeno kako se *vortex breakdown* pojava ne pojavljuje niti na grubljoj, niti na finijoj mreži. Također su uočene veće vrijednosti u širenju središnje struje, što nije karakteristično za LES modele turbulencije. Istraživanja SM1 i SM2 plamenova su pokazala dobra poklapanja u pojavi *vortex breakdown* zone i točke zastoja (stagnacije). Autori su zaključili kako na pojavu *vortex breakdown* zone utječu intenzitet vrtložnosti, po-

vršina plamenika, te odnosi između središnje struje i vrtložne struje, koje je teško predvidjeti.

Dinesh, et al. [15] su istražili slučaj strujanja s visokim intenzitetom vrtložnosti (N16S159), geometrijskim vrtložnim brojem $S_g = 1.59$ i $Re = 32400$. Korišten je LES model, zajedno sa *Smagorinsky eddy viscosity* modelom, te su dobivena dobra poklapanja tangencijalne brzine na svim aksijalnim pozicijama. U usporedbi s radom koji su napravili Yang Yang i Kaer [20], rezultati su pokazali dobro razbijanje, tj. disipaciju središnje struje, te dobre aksijalne profile brzina u blizini ulaza središnje struje. U usporedbi s eksperimentom, simulacija je predvidjela sve značajne pojave karakteristične za strujanje s jakom vrtložnošću, poput velike vrtložne recirkulacijske zone koja se proširila od područja površine plamenika, sve do 60 mm nizvodno u smjeru strujanja.

Pregled literature je ostavio otvoreno pitanje daju li bolja predviđanja vrtložnog strujanja stacionarni RANS modeli, ili pak nestacionarni URANS modeli. Cilj ovog rada jest istražiti je li takvim modelima moguće dobiti zadovoljavajuće rezultate, te koji tip mreže, te shemu diskretizacije treba pritom koristiti.

2. Matematički model

U prošlom je poglavlju dan kratak pregled o osnovnim pojavama u vrtložnom strujanju. Opisana je geometrija Sydney vrtložnog plamenika, te su spomenute prepreke vezane za simulacije takvih strujanja. U ovom poglavlju je dan matematički model za simulaciju nestlačivog, turbulentnog strujanja.

2.1. Osnovne jednačbe

Nestlačiva strujanja mogu se opisati pomoću dvije parcijalne diferencijalne jednačbe. Pritom jednačba 2.1 predstavlja jednačbu kontinuiteta, jednačba 2.2 Navier-Stokesovu jednačbu, a 2.3 izraz za kinematičku viskoznost.

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i v_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (2.2)$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.3)$$

Navier-Stokesova jednačba se sastoji od pet osnovnih članova:

- Nestacionarni (vremenski) član
- Konvekcijski član
- Difuzijski član
- Član gradijenta tlaka (izvorski član)

Nestacionarni član se zanemaruje u proračunu stacionarnog strujanja.

2.2. Modeliranje turbulencije

Za modeliranje turbulencije je korišten Reynoldsov k - ω SST (*shear stress transport*) model turbulencije [10] opisan s dvije diferencijalne transportne jednadžbe, te dodatnim algebarskim relacijama. Ovaj model kombinira prednosti standardnih k - ϵ [2] i Wilcoxovih k - ω [2] modela. Model se prebacuje na k - ϵ u području slobodne struje, te tako izbjegava nedostatak osjetljivosti na ulazne podatke prisutan kod k - ω modela. S druge strane, k - ω model se koristi u unutarnjim dijelovima graničnog sloja, što znači da je model primjenjiv u viskoznom podsloju, te se može koristiti kao low-Reynolds model bez dodatnih modifikacija [2].

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\sigma_{\omega 2} (1 - F_1) \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.5)$$

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2.6)$$

Jednadžbe 3.4 i 3.7 predstavljaju skalarne transportne jednadžbe za k (turbulentnu kinetičku energiju) i ω (specifična disipacija turbulentne kinetičke energije), dok jednadžba 2.6 predstavlja algebarsku jednadžbu za turbulentnu viskoznost ν_T .

Dodatne relacije i jednadžbe koje opisuju k - ω SST model su sljedeće:

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (2.7)$$

$$P_k = \min \left(\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 10\beta^* k \omega \right) \quad (2.8)$$

$$F_1 = \tanh \left[\left[\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \right]^4 \right] \quad (2.9)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (2.10)$$

Parametri, tj. koeficijenti modela turbulencije su dani u tablici 2.1.

Koeficijent	α_1	α_2	β_1	β_2	σ_{k1}	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$	β^*
Iznos	$\frac{5}{9}$	0.44	$\frac{3}{40}$	0.0828	0.85	1	0.5	0.856	$\frac{9}{100}$

Tablica 2.1: **Koeficijenti k- ω SST modela**

2.3. Modeliranje turbulencije uz stijenku zida

Osnovni problem modeliranja geometrije uz stijenku zida je u obrnutoj energijskoj skali [8]. Naime, mali vrtlozi su odbačeni od zida, te stvaraju veće vrtloge koji ne mogu biti riješeni standardnim modelima turbulencije, tako da je potrebno riješiti granični sloj.

Low-*Re* modeli turbulencije rješavaju sve detalje strujanja u blizini stijenke. Posljedica toga je zahtjev za visokom rezolucijom mreže uz zidnu stijenk, s $y^+ \approx 0.1 - 1$ za prvi volumen. Bezdimenzijska veličina udaljenosti od zida y^+ i bezdimenzijska brzina u^+ su definirane kao:

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (2.11)$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2.12)$$

Turbulencija se uz rub zida alternativno može modelirati koristeći zidne funkcije. Ideja nije riješiti strujanje, već modelirati kako zidna stijenka utječe na strujanje u blizini zida. Pritom se koriste analitičke funkcije zida. Te funkcije dozvoljavaju upotrebu grubljih mreža uz stijenku zida, s vrijednostima $y^+ = 30 - 50$. Također se mogu koristiti i grublje mreže.

U ovom su se radu za modeliranje turbulencije uz zid, uz primjenu najgrublje mreže, koristile zidne funkcije s vrijednostima y^+ većim od 20. Za najfiniju mrežu su također zadane zidne funkcije, no model turbulencije je uslijed okolišnog strujanja s $y^+ < 5$ prebačen na Low-*Re* model. Za slučaj prvog profinjavanja mreže, korištene su prijelazne funkcije (*blending functions*) [10], s obzirom da je vrijednost bezdimenzijske udaljenosti bila $y^+ = 6 - 12$. To je važno za ovaj tip mreže, s obzirom da standardne funkcije zida i Low-*Re* model ne bi davali zadovoljavajuće rezultate.

Turbulentno strujanje u blizini zida se može podijeliti u tri područja:

1. Viskozni podsloj s $0 < y^+ \leq 5$
2. Prijelazni sloj s $5 < y^+ \leq 30$
3. Logaritamski sloj s $30 < y^+ \leq 200$

Standardna zidna funkcija dana je u jednadžbi 2.13 :

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (2.13)$$

Ostali parametri zidnih funkcija su Von Karmanova konstanta $\kappa = 0.4187$, konstanta $E = 9.793$, y je koordinata zida, ρ gustoća fluida, dok je u_τ smična brzina. Posmično naprezanje na stijenci zida se računa kako slijedi:

$$\tau_w = \rho u_\tau^2 \quad (2.14)$$

3. Numeričke postavke

U prošlom poglavlju je dan matematički opis problema. U ovom poglavlju su opisane postavke slučaja s niskim stupnjem vrtložnosti (N29S054), isto kao i rezolucije mreže i primjenjeni rubni uvjeti. Sve simulacije su napravljene u OpenFOAM-u, verzija 1.6-extend.

3.1. Parametri vrtložnog strujanja

Simulacije su rađene za strujanje bez izgaranja s niskim stupnjem intenziteta vrtložnosti. Eksperimentalni podaci su preuzeti iz baze podataka o vrtložnim strujanjima i plamenovima [11]. U Tablici 3.1 su prikazani glavni parametri potrebni za simulaciju.

Case	U_s (m/s)	W_s (m/s)	U_j (m/s)	U_e (m/s)	S_g	T (K)	ν (m ² /s)
N29S054	29.7	16	66	20	0.54	293	$1.532 \cdot 10^{-5}$

Tablica 3.1: Parametri vrtložnog strujanja

3.2. Generiranje mreže

3.2.1. Računalna domena

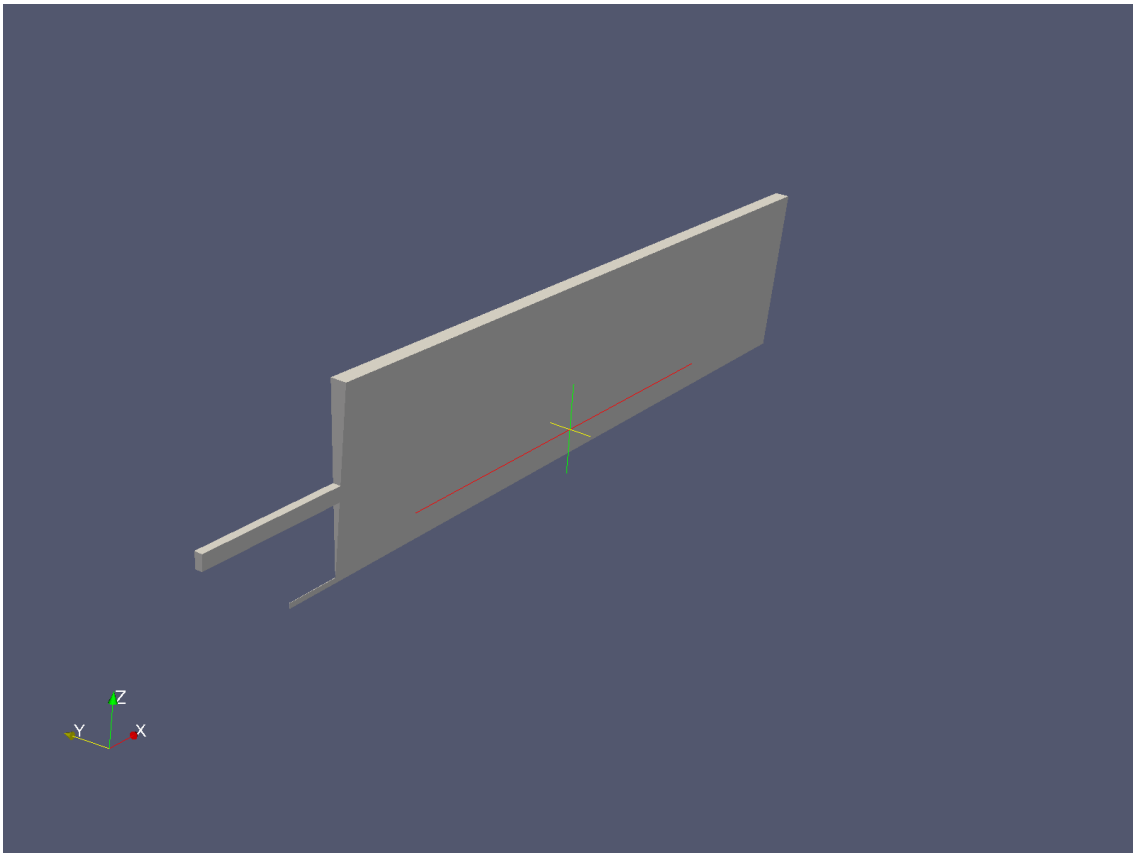
Za generiranje mreže je korišten OpenFOAM-ov paket *blockMesh*. Pošto se radi o osnosimetričnom strujanju, geometrija je napravljena kao trokutna prizma s višnim kutem od 5 stupnjeva. Geometrija je prikazana na Slici 3.1.

Računalna je domena podijeljena na tri glavna područja. Prvo područje je cijev kroz koju ulazi središnja struja, s duljinom 18 mm u aksijalnom smjeru, te širinom 1.8 mm u radijalnom smjeru. Drugo područje je vrtložni kanal kroz koji ulazi zrak s vrtložnom komponentom brzine, čiji je unutarnji radijus 50 mm, a vanjski radijus 60 mm. Važno je da su profili brzina u potpunosti razvijeni prije nego što stignu do površine plamenika. Radijalne veličine cijevi kroz koju ulazi središnja struja, te vrtložnog kanala su dane na Slici 1.2. Aksijalne veličine se određuju pomoću sljedećeg izraza:

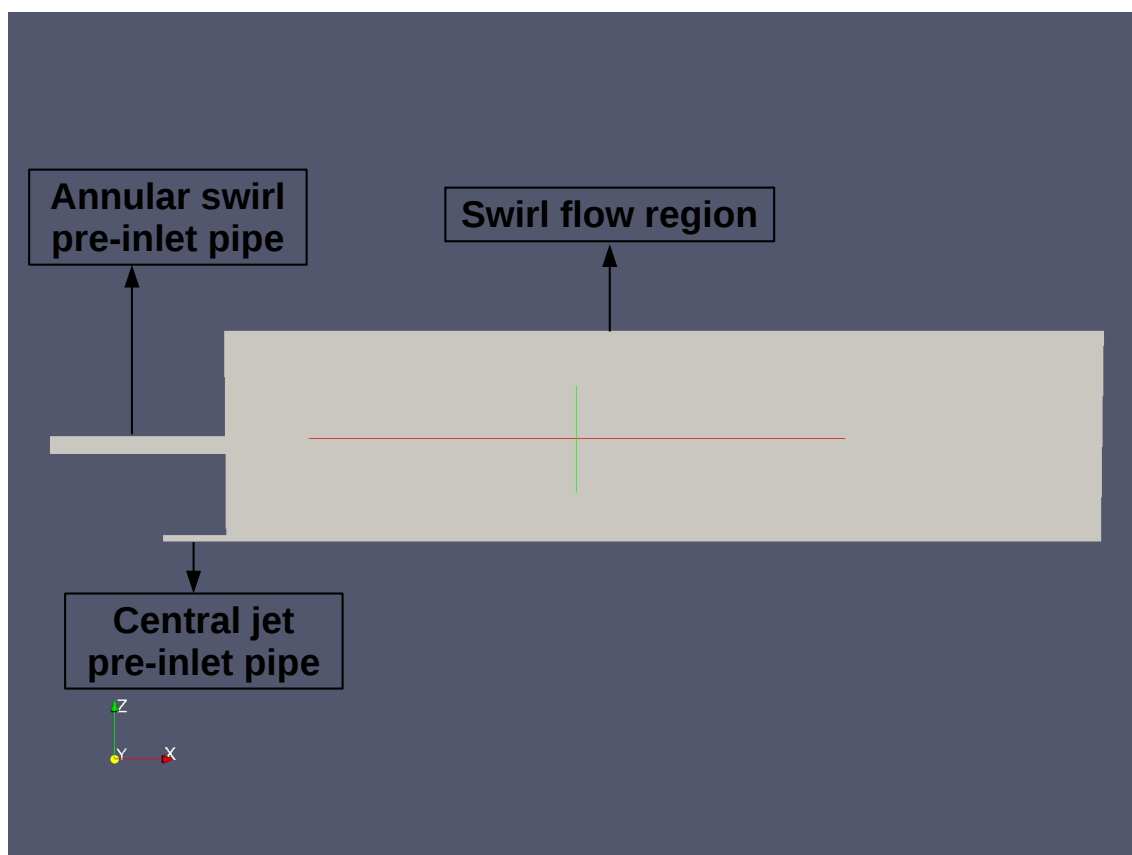
$$l_{aksijalno} = 5 \cdot D_h. \quad (3.1)$$

D_h predstavlja hidraulički promjer koji je jednak $D_h = 1.8$ mm za cijev sa središnjom strujom, dok je za vrtložni kanal $D_h = 10$ mm.

Treće područje jest područje vrtložnog strujanja, koje se prostire 250 mm u aksijalnom smjeru, te 60 mm u radijalnom smjeru. Sva tri područja su prikazana na Slici 3.2.



Slika 3.1: Geometrija u obliku trokutne prizme



Slika 3.2: Opis geometrije

3.2.2. Rezolucija mreže

U radu je napravljena studija utjecaja rezolucije mreže sa 1, 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru.

Cilj je bio istražiti kako profinjavanje mreže i povećavanje broja ćelija u tangencijalnom smjeru utječe na kvalitetu rezultata, u usporedbi s eksperimentalnim podacima. Također je pritom važno provjeriti koji će tipovi mreže, te s koliko ćelija u tangencijalnom smjeru, predvidjeti pojavu recirkulacijskih zona, *vortex breakdown*-a, točke stagnacije i ostalih fenomena koji se javljaju u vrtložnom strujanju. U Tablici 3.2 su prikazani osnovni podaci o korištenim tipovima mreže konačnih volumena.

Rezolucija mreže		
Tangencijalni broj ćelija	Finoća mreže	Ukupni broj volumena
1 ćelija	Osnovna najgrublja mreža	31764
	Prvo profinjenje mreže	127056
	Drugo profinjenje mreže	508224
2 ćelije	Osnovna najgrublja mreža	63528
	Prvo profinjenje mreže	254112
	Drugo profinjenje mreže	1016448
3 ćelije	Osnovna najgrublja mreža	95292

Tablica 3.2: **Korištene mreže konačnih volumena**

3.3. Rubni uvjeti

3.3.1. Rubni uvjeti brzine

U radu su korištena četiri tipa rubnih uvjeta brzine. Rubni uvjet zadanog iznosa (Dirichlet-ov rubni uvjet) korišten je na ulazu u cijev središnje struje, na ulazu vrtložnog kanala, te na ulazu okolišne struje zraka. Ovaj rubni uvjet je korišten za definiranje iznosa brzine na ulaznim rubovima geometrije, a isto tako za definiranje nulte vrijednosti brzine na stijenkama zidova.

Kao što je već spomenuto, važno je da prije ulaza u područje vrtložnog strujanja profili brzina budu formirani, te su stoga rubni uvjeti zadanih iznosa postavljeni na početak geometrija koje opisuju dovodne kanale struja zraka (kao što je prikazano na Slici 3.3).

Neumann-ov *zero gradient* rubni uvjet, te *slip* rubni uvjet su korišteni na onim rubovima geometrije gdje više nebi trebalo biti promjena brzine strujanja.

S obzirom da je računalna domena prizmatičnog oblika, te opisuje osnosimetrično strujanje, korišten je periodički *cyclic* rubni uvjet na bočnim stranicama prizme. Često se koristi upravo za ponavljanje geometrije jer omogućuje da se na te dvije ravnine koje definiraju bočne stranice, gleda kao da su fizički spojene [6].

Izlaz iz domene mora biti postavljen dovoljno daleko niz struju kako Neumann-ov rubni uvjet ne bi ometao formiranje vrtložnog strujanja i recirkulacijskih zona.

3.3.2. Rubni uvjeti tlaka

Budući da se u OpenFOAM kod rješavanja stacionarnog strujanja pomoću simpleFoam rješavača zapravo određuju relativni tlakovi, rezultat je vrijednost tlaka oko izabrane referentne vrijednosti.

Referentna vrijednost iznosa nula je zadana na krajnjem aksijalnom izlazu iz domene, dok je na ostalim rubovima domene postavljen Neumannov rubni uvjet *zero gradient*.

3.3.3. Rubni uvjeti turbulencije

S obzirom da je korišten k - ω SST model turbulencije, potrebno je procijeniti ulazne vrijednosti turbulentne kinetičke energije k i specifične disipacije turbulentne kinetičke energije ω . Procjena njihovih vrijednosti se može izvršiti pomoću nekoliko jednostavnih algebarskih izraza.

Na ulazu u cijev središnje struje, vrtložni kanal, te okolišne struje zraka, intenzitet turbulencije I se može odrediti iz sljedećeg izraza, koji vrijedi za potpuno razvijen profil brzine u cijevi, gdje je Re_{d_h} Reynoldsov broj i d_h hidraulički promjer.

$$I = 0.16 \cdot Re_{d_h}^{-\frac{1}{8}} \quad (3.2)$$

Ukupna brzina strujanja U se određuje iz tri komponente strujanja U_x , U_y i U_z na ulaznim rubovima.

$$U = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} \quad (3.3)$$

Turbulentna kinetička energija se može dobiti iz jednadžbe 3.4:

$$k = \frac{3}{2} \bar{u}^2 \quad (3.4)$$

Turbulentna disipacija ϵ se računa kao:

$$\epsilon = \frac{C_\mu^{0.75} k^{1.5}}{l} \quad (3.5)$$

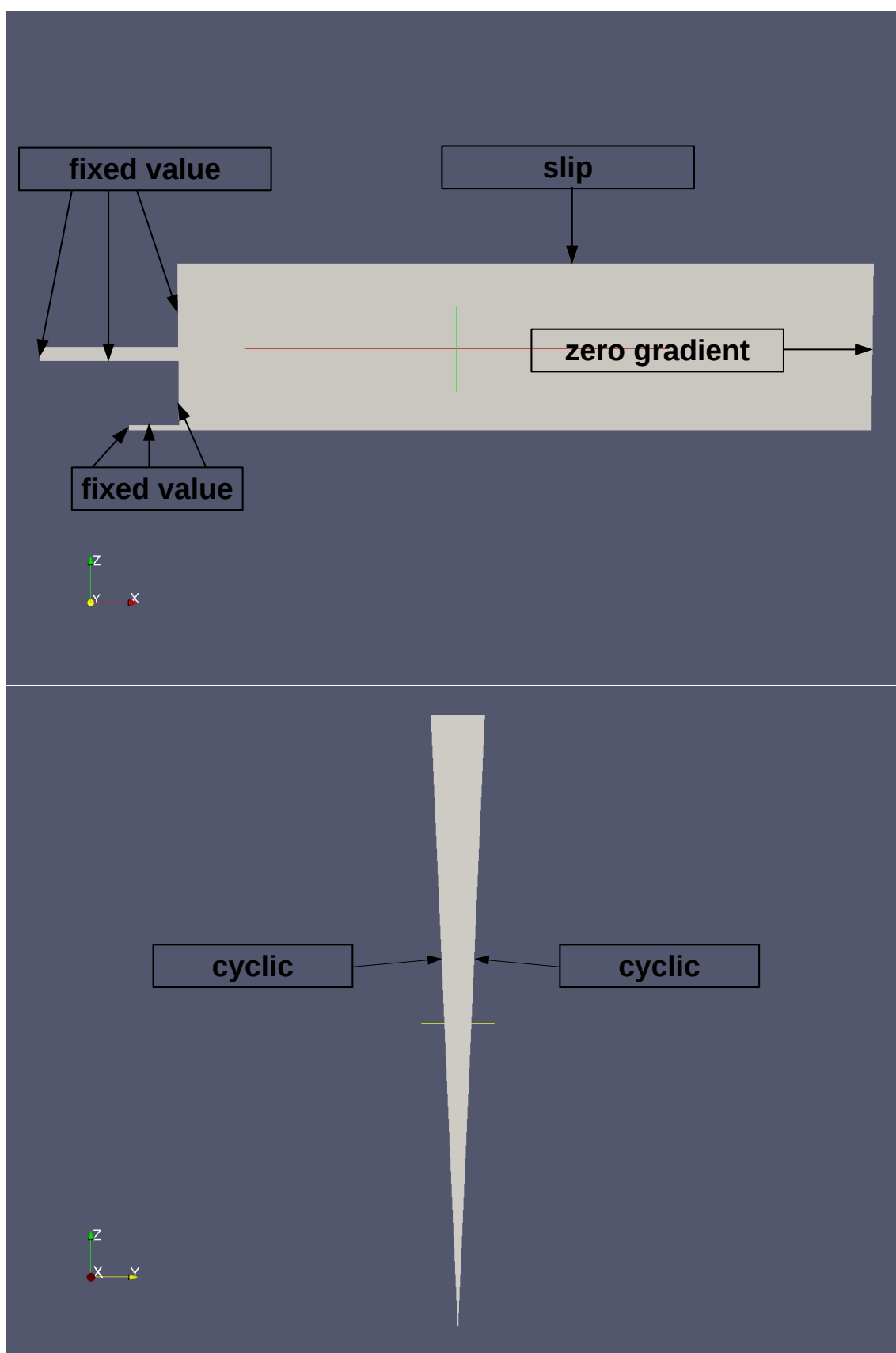
C_μ je koeficijent jednak 0.09, a l karakteristična duljina geometrije koja se može procijeniti iz hidrauličkog promjera cijevi.

$$l = 0.07 \cdot d_h \quad (3.6)$$

Specifična disipacija turbulentne kinetičke energije ω se računa iz jednadžbe 3.7.

$$\omega = \frac{\epsilon}{\beta \cdot k}, \quad (3.7)$$

gdje je β koeficijent jednak 0.09. Na izlaznim je rubovima korišten Neumannov rubni uvjet, dok su za modeliranje turbulencije u blizini stijenke korištene zidne funkcije.



Slika 3.3: Rubni uvjeti brzine

3.4. Sheme diskretizacije

Kako bi se ispitao utjecaj shema diskretizacija na vrtložno strujanje, korištene su sheme prvog i drugog reda točnosti. Općenito, vrijednost Φ_r na nizvodnoj desnoj stranici ćelije (r), može se odrediti pomoću jednadžbe 3.8 [18].

$$\Phi_r = \Phi_N + \frac{1}{2}\Psi(r)(\Phi_R - \Phi_N), \quad (3.8)$$

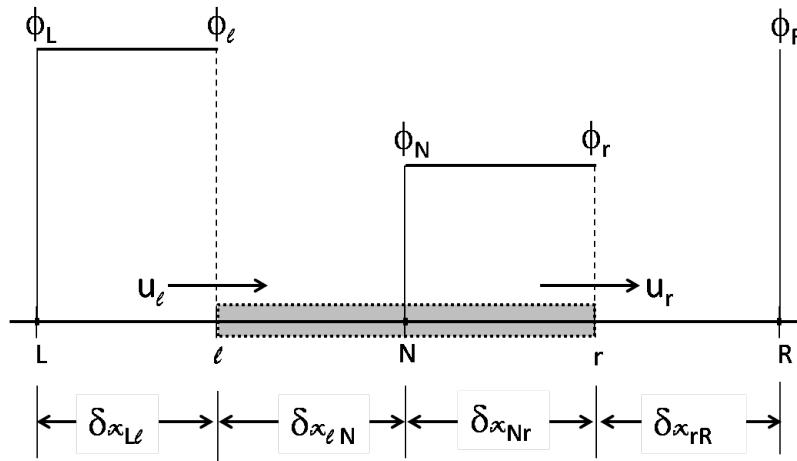
gdje je $\Psi(r)$ funkcija zavisnosti omjera nizvodnog desnog gradijenta i uzvodnog lijevog gradijenta, kako slijedi:

$$r = \left(\frac{\Phi_N - \Phi_L}{\Phi_R - \Phi_N} \right) \quad (3.9)$$

Φ_N je vrijednost veličine u centru volumena, Φ_R je vrijednost u centru nizvodne ćelije, a Φ_L je vrijednost u centru volumena uzvodne ćelije.

Za uzvodnu shemu prvog reda (Upwind) vrijedi da je $\Psi(r) = 0$, a za uzvodnu shemu drugog reda $\Psi(r) = r$ [18].

Sljedeće sheme su korištene za sve transportne jednadžbe, uključujući momentnu jednadžbu, te turbulentne transportne jednadžbe.



Slika 3.4: Primjer mreže za uzvodnu shemu [3]

3.4.1. Uzvodna Upwind shema

Shema diskretizacije prvog reda korištena u ovome radu jest uzvodna shema (Upwind shema). To je konvekcijska shema koja u obzir uzima i smjer strujanja, tj. informacija se konvektivno prenosi samo u smjeru strujanja.

$$\Phi_r = \Phi_N \quad (3.10)$$

Ova shema je stabilna, konzistentna i konzervativna. Shema ne predviđa nikakve prebačaje koji bi mogli dovesti do nefizikalnih rješenja, ali joj je nedostatak pojava lažne difuzije [18].

3.4.2. Upwind shema drugog reda točnosti

Shema diskretizacije drugog reda korištena u ovom radu jest Linear Upwind shema, koja zahtjeva računanje gradijenta. Upravo se na gradijent može gledati kao na član drugog reda točnosti.

$$\Phi_r = \Phi_N + \frac{1}{2}(\Phi_N - \Phi_L) \quad (3.11)$$

3.4.3. TVD sheme

TVD shema s Van Leer limiterom funkcije toka je korištena za diskretizaciju konvekcijskih članova. Van Leer funkcija toka je dana u jednadžbi 3.12.

$$\Psi(r) = \frac{r + |r|}{1 + r} \quad (3.12)$$

TVD sheme su sheme drugog reda koje u usporedbi s uzvodnim shemama uzrokuju male količine lažne difuzije, te ne predviđaju prebačaje u rješenjima kao što je to slučaj sa standardnim shemama drugog reda.

Nedostatak TVD shema je veći zahtjev za potrebnim računalnim vremenom [18].

3.4.4. Povezivanje tlaka i brzine

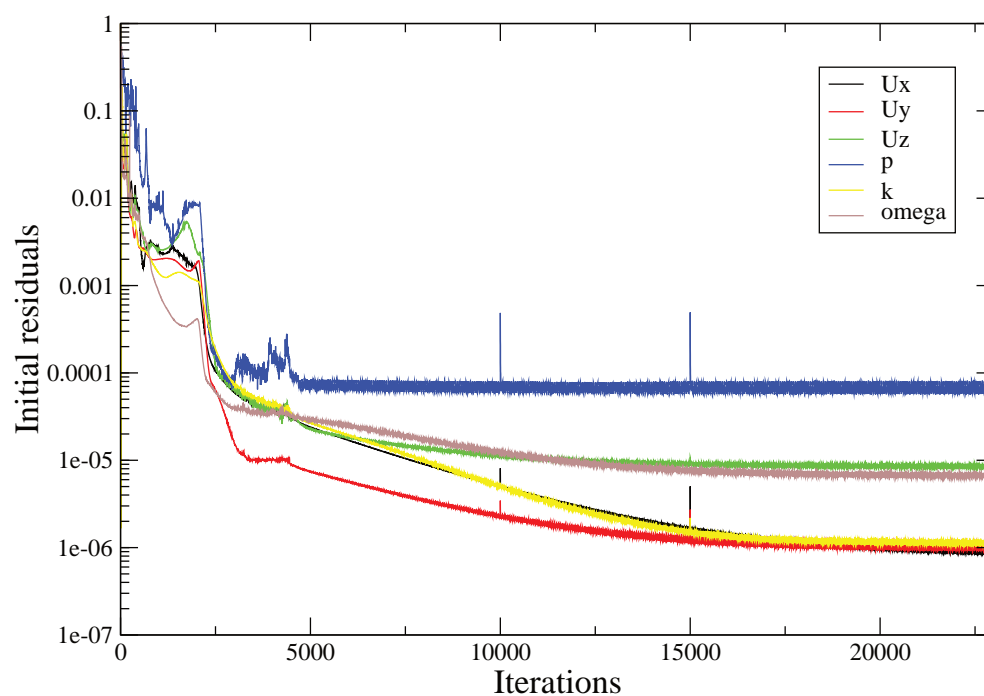
OpenFoam, verzija 1.6-ext, omogućuje rješavače *simpleFoam* i *pisoFoam* za turbulentno, nestlačivo, stacionarno i nestacionarno strujanje. Algoritam SIMPLE je korišten za povezivanje tlaka i brzine kod stacionarnih simulacija, dok je PISO algoritam korišten za rješavanje nestacionarnih problema.

Primjećeno je kako je potrebno mnogo iteracija kako bi se dobila zadovoljavajuća konvergencija veličina.

Najbržu konvergenciju su pokazale mreže s 1 ćelijom u tangencijalnom smjeru, najgrubljom rezolucijom mreže i shemama diskretizacije prvog reda. Broj iteracija se kretao u rasponu od 4000 do 15000.

Najsporiju konvergenciju su pokazale mreže s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru, najfinijom mrežom, te shemama diskretizacije drugog reda. Bilo je potrebno i do 35000 iteracija kako bi se postigla zadovoljavajuća konvergencija.

Convergence of 2-cell case with basic mesh and 2nd order scheme



Slika 3.5: Primjer konvergencije vrtložnog strujanja

4. Rezultati

U ovom poglavlju je dana usporedba rezultata simulacija s eksperimentalnim vrijednostima, za slučaj sa slabim vrtložnim intenzitetom (N29S054).

Ispitan je utjecaj različitih parametara. Rezolucija mreže je povećana. Primjenjene su mreže s 1, 2, i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru. Uspoređene su sheme diskretizacije prvog i drugog reda.

4.1. Usporedba rezultata s obzirom na broj ćelija u tangencijalnom smjeru

U ovom dijelu rada dana je usporedba rezultata s obzirom na mreže s 1, 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru, te su rezultati komentirani. Korištena je najgrublja rezolucija mreže i shema diskretizacije prvog reda, te stacionarno strujanje.

Profili brzina su prikazani na slici 4.1. Profili brzine U_x uzduž osi pokazuju vrijednosti brzine veće od 60 m/s u području gdje središnja struja napušta plamenik i ulazi u područje vrtložnog strujanja. Sve tri tangencijalne mreže pokazuju dobra poklapanja s eksperimentalnim vrijednostima u tom području (6.8 mm od izlaza iz plamenika).

Brzine dalje ostaju gotovo konstantne, no s malim padom do $x=0.02$ m, dok eksperiment pokazuje naglo smanjenje vrijednosti. Niti mreže s jednom i dvije ćelije, niti mreža s tri ćelije ne predviđaju taj nagli pad vrijednosti U_x .

Na $x=40$ mm od izlaza iz plamenika, aksijalna brzina bazirana na mreži s jednom ćelijom u tangencijalnom smjeru još je uvijek velika, dok mreža s dvije ćelije daje veće vrijednosti, a mreža s tri ćelije manje vrijednosti, u usporedbi s eksperimentalnim podacima.

Na udaljenosti $x=70$ mm, eksperimentalne aksijalne brzine, kao i aksijalne brzine dobivene na mreži s dvije i tri ćelije, su negativne. To upućuje na pojavu točke stagnacije na udaljenosti $x=45$ mm, kada se koriste mreže s 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru.

Radijalni profili na $x=6.8$ mm pokazuju kako gotovo i nema razlike u profilima između U_x komponente brzine. Aksijalna komponenta brzine je viša od 60 m/s u području blizu osi, te se pokazuje dobro poklapanje s eksperimentalnim podacima. Nakon toga, U_x se naglo smanjuje na vrijednost nula. Mreža s 3 ćelije opisuje taj minimum na radijusu $r=0.005$ m, dok mreže s 1 i 2 ćelije daju manje vrijednosti. Od $r=0.005$ m do $r=0.015$ m, eksperiment pokazuje gotovo konstantan plato, a od $r=0.015$ m, U_x se smanjuje na minimalnu vrijednost pri radijusu $r=0.022$ m. Sva tri tipa mreže predviđaju taj ekstrem, ali ga pomiču prema osi. Aksijalna komponenta brzine se brzo povećava od $r=0.022$ m do ekstrema na $r=0.027$ m. Sve tri mreže opisuju taj ekstrem, ali s otprilike 10-15% manjim vrijednostima. Od radijusa $r=0.027$ m, U_x se smanjuje do gotovo konstantne vrijednosti u području okolišne struje.

U blizini osi, eksperiment pokazuje male negativne vrijednosti brzine U_y , koje se povećavaju od $r=0.002$ m do $r=0.008$ m. Sve tri simulacije predviđaju nultu vrijednost U_y komponente na centralnoj osi. Povećanje profila brzine je opisano, no pomaknuto prema osi. Mreže s 2 i 3 ćelije bolje opisuju maksimalnu vrijednost povećanja pri $r=0.008$ m.

Nakon $r=0.008$ m, eksperiment pokazuje plato sve do $r=0.025$ m. Takav profil u obliku platoa je opisan sa svakim tipom mreže, no isto tako su njegove vrijednosti manje nego u eksperimentu. Nakon platoa se pojavljuje rast, te je na $r=0.028$ m uočena vršna vrijednost. Taj maksimum tangencijalne komponente brzine je opisan, ali s manjim vrijednostima. Sva tri tipa mreže također predviđaju i iznenadni pad od vršne vrijednosti do $r=0.031$ m.

Eksperiment pokazuje dvije vršne vrijednosti na U_z profilu u blizini osi. Prva je na $r=0$ m i nije opisana s obzirom da sve tri simulacije predviđaju vrijednost nula. Druga je na $r=0.004$ m, simulacije daju manje vrijednosti, te ju pomiču prema osi. Nakon te druge vrijednosti, eksperimentalna radijalna komponenta brzine je gotovo konstantna, te se blago povećava od $r=0.016$ m do vršne vrijednosti na $r=0.023$ m. Konstantni plato nije dobro opisan, ali zato jesu vršna vrijednost na $r=0.023$ m i pad nakon nje prema negativnom ekstremu U_z na $r=0.026$ m. Nakon tog ekstrema, brzina se povećava prema sljedećoj maloj vršnoj vrijednosti na $r=0.031$ m, a tu vrijednost simulacije ne predviđaju.

Aksijalna komponenta brzine u blizini osi i na $x=20$ mm je gotovo dva puta veća od eksperimentalnih vrijednosti. Nakon toga se naglo smanjuje na minimalnu vrijednost pri $r=0.014$ m. Eksperimentalne vrijednosti se smanjuju sporo s 20 m/s pri $r=0$ m, prema negativnoj vršnoj vrijednosti na $r=0.016$ m, tako da simulacije dobro predviđaju vršnu vrijednost, ali je pomiču prema centralnoj osi na $r=0$ m.

Brzo povećanje se pojavljuje u području od minimalne vrijednosti do ekstrema na $r=0.025$ m. Simulacije dobro opisuju taj ekstrem, ali s 10% manjom vrijednošću. Vrijednosti U_x tada padaju na konstantan iznos pri $r=0.031$ m. Taj pad je dobro opisan sa sve tri tangencijalne rezolucije mreže.

Pri $r=0$ m, eksperimentalne vrijednosti brzine U_y su negativne, a istraživanje pokazuje vrijednosti nula. Brzina tada blago raste dok ne dosegne prvi ekstrem na $r=0.015$ m. Taj rast je uhvaćen, ali i ne dobro opisan. Vrijednosti ekstrema se dobro slažu s eksperimentalnim podacima kod sva tri tipa mreže.

Nakon ekstrema, brzina U_y ima mali pad, te naglo raste do maksimalne vrijednosti na $r=0.025$ m, koja je manja za 15-20% u odnosu na eksperiment. Pad nakon maksimalne vrijednosti je opisan, ali blaga vršna vrijednost pri $r=0.031$ m nije uhvaćena. Vrijednosti radijalne komponente U_z su dobro opisane pri $r=0$ m i eksperiment pokazuje porast brzine do maksimalne vrijednosti na $r=0.005$ m, te blagi pad prema minimalnoj vrijednosti pri $r=0.022$ m. Profili dobiveni simulacijama ne opisuju dobro pojavu porasta i maksimalne vrijednosti, a također predviđaju manje iznose minimalne vršne vrijednosti. Porast od $r=0.022$ m do $r=0.03$ m je opisan, isto kao i brzine u okolišnoj struji zraka.

Na $x=40$ mm, mreža s 1 ćelijom u tangencijalnom smjeru daje dva puta više, dok mreža s 3 ćelije otprilike četiri puta veće vrijednosti U_x na $r=0$ m. Mreža s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru daje vrijednosti otprilike 15% manje od eksperimentalnih. U području od centralne osi do $r=0.009$ m, eksperimentalna aksijalna brzina ostaje gotovo konstantna s malim fluktuacijama, a simulacije predviđaju vršnu vrijednost na $r=0.009$ m. Od $r=0.009$ m do $r=0.02$ m, eksperiment pokazuje porast i vršnu vrijednost na $r=0.02$ m. Simulacije opisuju obje pojave, i porast i vršnu vrijednost, ali ih pomiću prema okolišnoj struji. Smanjenje između $r=0.02$ m i $r=0.029$ m je dobro opisano sa sva tri tipa mreže.

Porast vrijednosti U_y od $r=0$ m do vršne vrijednosti na $r=0.015$ m je opisano, no maksimalna vršna vrijednost je oko 25% niža, te mreže s 2 i 3 ćelije bolje opisuju tu vrijednost. Pad između ekstrema i $r=0.03$ m je također predviđen, ali s manjim vrijednostima u području od ekstrema do $r=0.023$ m. Iznosi dobiveni simulacijama su blago povišeni u području okolišne struje.

Radijalne komponente dobivene simulacijama su iznosa nula na centralnoj osi, a eksperiment pokazuje blago snižene vrijednosti. Profili simulacija imaju izgled vala, sa prvom pozitivnom vršnom vrijednošću na $r=0.003$ m, drugom negativnom na $r=0.02$ m i blagim padom između. Eksperiment predviđa prvu vršnu vrijednost na $r=0.007$ m, tako da je simulacija pomiće prema centralnoj osi. Druga vršna vrijednost eksperimentom predviđena na $r=0.02$ m je dobro opisana sa simulaci-

jama. Također postoji i treći, mali ekstrem na $r=0.027$ m koji nije predviđen niti jednim tipom mreže. Brzine u okolišnoj struji se dobro poklapaju s rezultatima eksperimenta.

Iznos brzine U_x na $x=70$ mm u blizini centralne osi je pozitivan i konstantan do $r=0.005$ m, koristeći mrežu s 1 ćelijom u tangencijalnom smjeru. Eksperiment ukazuje na negativne vrijednosti, a mreže s 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru ih predviđaju. Eksperiment pokazuje porast do maksimalne vrijednosti na $r=0.021$ m, a simulacije ga opisuju, ali su profili prije $r=0.01$ m pomaknuti prema centralnoj osi, a nakon $r=0.01$ m prema okolišnoj struji. Nakon $r=0.02$ m dolazi do pada sve do $r=0.035$ m, gdje brzina postaje stalna. Taj pad je predviđen s otprilike 5-10% manjim vrijednostima.

Porast U_y profila u području od osi do vršne vrijednosti na $r=0.016$ m je predviđen s 5-10% manjim vrijednostima. Ekstrem je također pomaknut u pozitivnom radijalnom smjeru. Pri $r=0$ m, eksperimentalne brzine su pozitivne, dok se brzine dobivene simulacijama kreću oko iznosa nula. Eksperiment pokazuje pad nakon ekstrema u području do $r=0.032$ m, s malim iznenadnim povećanjem brzine pri $r=0.029$ m. Profili dobiveni simulacijama dobro opisuju pad, ali ne i iznenadni porast. U području od $r=0.032$ m do $r=0.04$ m, eksperimentalne su vrijednosti otprilike 5% niže nego li je dobiveno simulacijama.

Na centralnoj osi, eksperimentalne vrijednosti radijalne komponente brzine U_z su negativne i ne mijenjaju se sve do $r=0.01$ m gdje počinju blago rasti. Pri otprilike $r=0.02$ m, radijalne brzine postaju pozitivne, s malim fluktuacijama u iznosu. Nakon $r=0.03$ m, brzina U_z počinje padati prema vrijednosti nula u okolišnoj struji. Simulacije ne predviđaju niti jednu od ovih pojava vezanih uz brzinu U_z .

Mreža s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru daje oko 5% veće vrijednosti U_x brzine pri $r=0$ m i na $x=125$ mm. Mreža s 1 ćelijom predviđa konstantne iznose brzina prije nego što se počnu povećavati na $r=0.005$ m, dok mreža s 3 ćelije ukazuje na male negativne brzine u blizini centralne osi.

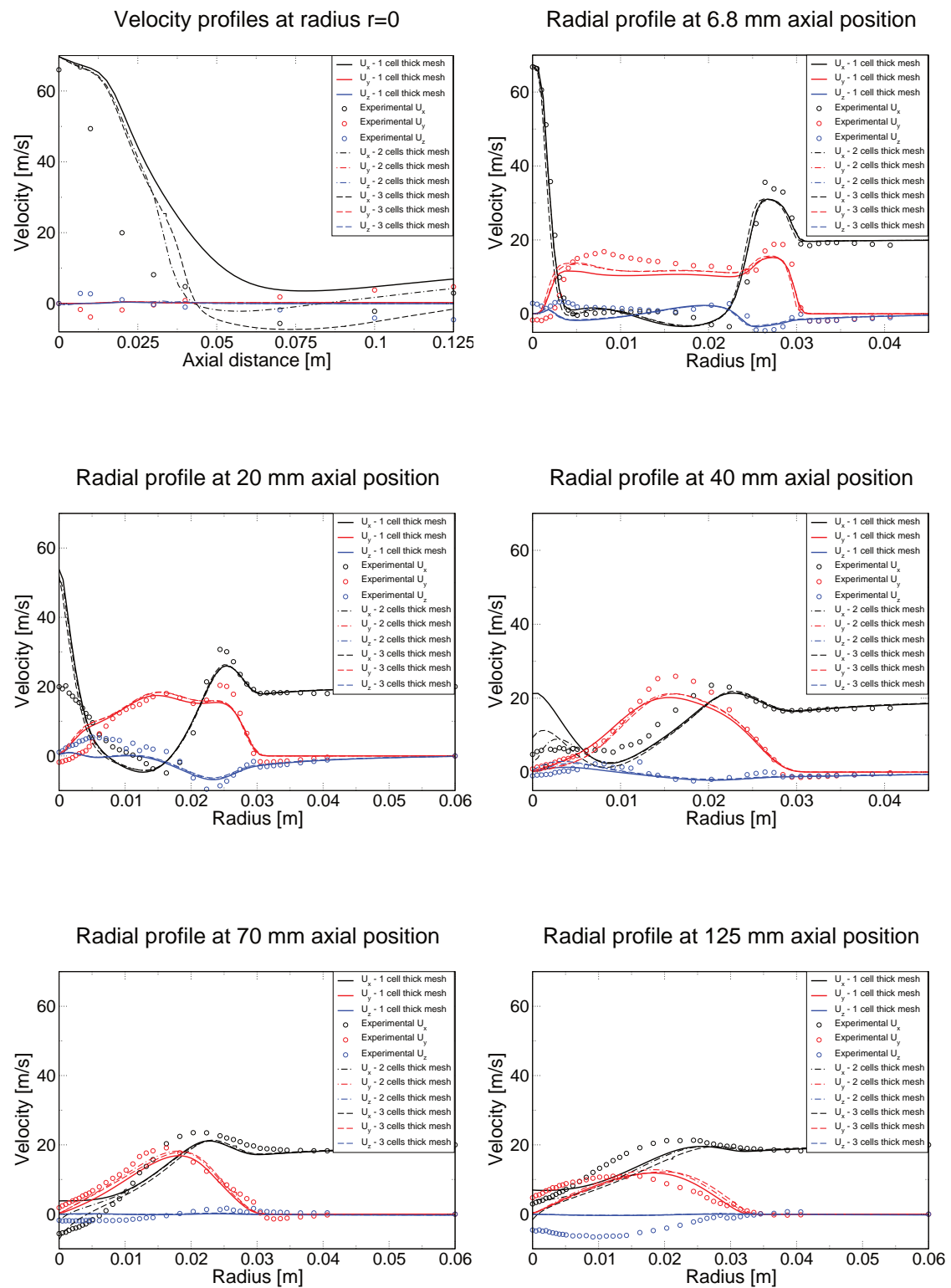
Eksperimentalni profil počinje polako rasti na $r=0$ m i dostiže maksimum pri $r=0.02$ m. Maksimalna vrijednost ostaje konstantna do $r=0.026$ m, gdje profil počinje s blagim padom prema stalnim vrijednostima brzine. Simulacije predviđaju manje vrijednosti porasta brzine, te tu pojavu pomiču prema okolišnoj struji zraka. Također je predviđena i maksimalna vrijednost, iako s 5% nižom vrijednošću i pomaknuta u pozitivnom radijalnom smjeru.

Profil tangencijalne brzine se povećava od pozitivne vrijednosti brzine pri $r=0$ m, do vršne vrijednosti pri $r=0.01$ m. Vršna vrijednost ostaje konstantna sve dok ne počne blago opadati pri $r=0.016$ m. Porast dobiven simulacijom ima linearan oblik,

te je predviđen s 25-30% nižim vrijednostima, dok je pad predviđen otprilike 20% višim. Vršna vrijednost pri $r=0.018$ m je također opisana i pomaknuta u pozitivnom radijalnom smjeru.

Profil brzine U_z dobiven simulacijom je konstantan i jednak nuli u cijeloj radijalnoj domeni, tako da radijalna komponenta brzine nije predviđena. Eksperiment predviđa negativne vrijednosti na centralnoj osi sa blagim padom prema minimalnoj vrijednosti na $r=0.01$ m i porastom na vrijednost nula pri $r=0.033$ m.

Mreže s 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru predviđaju pojavu točke stagnacije, dok mreža s 1 ćelijom ne predviđa. Također, mreže s više ćelija u tangencijalnom smjeru predviđaju bržu disipaciju središnje struje, ali ne omogućuju značajno bolje opisivanje eksperimentalnih vršnih vrijednosti brzina U_x i U_y . Niti jedan tip mreže nije uspio predvidjeti U_z profile pri $x=70$ mm i $x=125$ mm. Mreža s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru je izabrana za daljnje istraživanje iz razloga što mreža s 1 ćelijom ne predviđa pojavu točke stagnacije, a mreža s 3 ćelije ne daje značajno bolje rezultate, a pritom zahtjeva više računalnog vremena u usporedbi s mrežom s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru.



Slika 4.1: Usporedba profila brzina s 1, 2 i 3 ćelije u tangencijalnom smjeru s korištenom najgrubljom mrežom i shemom diskretizacije prvog reda

4.2. Usporedba rezultata dobivenih na različitim rezolucijama mreže

U ovom poglavlju su uspoređene tri različite rezolucije mreže. Za usporedbu se koriste mreža s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru i shema diskretizacije drugog reda. Slika 4.2 pokazuje profile brzina dobivenih simulacijama, u usporedbi s eksperimentalnim vrijednostima.

U blizini centralne osi i ulaza središnje struje u područje vrtložnog strujanja, aksijalne brzine su više od 60 m/s, a najgrublja osnovna mreža bolje predviđa vrijednosti brzine U_x u usporedbi s najfinijom mrežom. Kako se središnja struja raspada, sva tri tipa mreže bilježe pad vrijednosti brzine U_x , ali odgađaju raspad struje. Osnovna mreža i prvo profinjenje mreže predviđaju točku stagnacije, dok drugo profinjenje ne predviđa. Točka zastoja je predviđena na otprilike $x=0.075$ m aksijalne udaljenosti.

Na udaljenosti $x=6.8$ mm, aksijalna brzina naglo pada u blizini osi, a taj pad je dobro opisan pomoću sve tri rezolucije mreže. Vršna vrijednost na $r=0.027$ m je opisana, ali s otprilike 15% manjom vrijednošću.

Brzina U_y je pomaknuta prema osi, a najgrublja rezolucija i rezolucija mreže nakon prvog profinjenja mreže dobro opisuju vrijednosti platoa, te predviđaju dobre iznose vršnih vrijednosti pri $r=0.008$ m. Maksimalna vrijednost tangencijalne brzine na $r=0.027$ m je otprilike 10% niža kod sve tri rezolucije mreže.

Vršna vrijednost brzine U_z na $r=0.027$ m je bolje predviđena grubljom mrežom, a finije mreže omogućuju dobro poklapanje ekstrema pri $r=0.022$ m.

Aksijalne brzine su pri $r=0$ m i $x=20$ mm vrlo visoke, a najgrublja mreža predviđa najniže vrijednosti. Vrijednost eksperimentalne vršne vrijednosti na $r=0.025$ m je oko 5% veća kada se primjene finije mreže. Porasti U_y vrijednosti između centralne osi i vršne vrijednosti na $r=0.016$ m su slični uz primjenu sva tri tipa mreže, a vršna vrijednost je 10% veća nego što predviđa eksperiment. Niti najgrublja mreža, niti finije rezolucije mreže ne pokazuju nikakav napredak u predviđanju U_z profila brzine. Aksijalna komponenta brzine u području uz centralnu os na aksijanoj poziciji $x=40$ mm je opisana višom vrijednošću uz primjenu sva tri tipa mreže. Vršna vrijednost pri $r=0.021$ m je dobro opisana finijim mrežama, isto kao i vršna vrijednost U_y brzine na $r=0.015$ m. Smanjenje radijalne brzine u području između $r=0.014$ m i $r=0.018$ m je bolje opisano prvim i drugim profinjenjem mreže, no blagi ekstrem pri $r=0.026$ m nije predviđen niti jednom rezolucijom mreže.

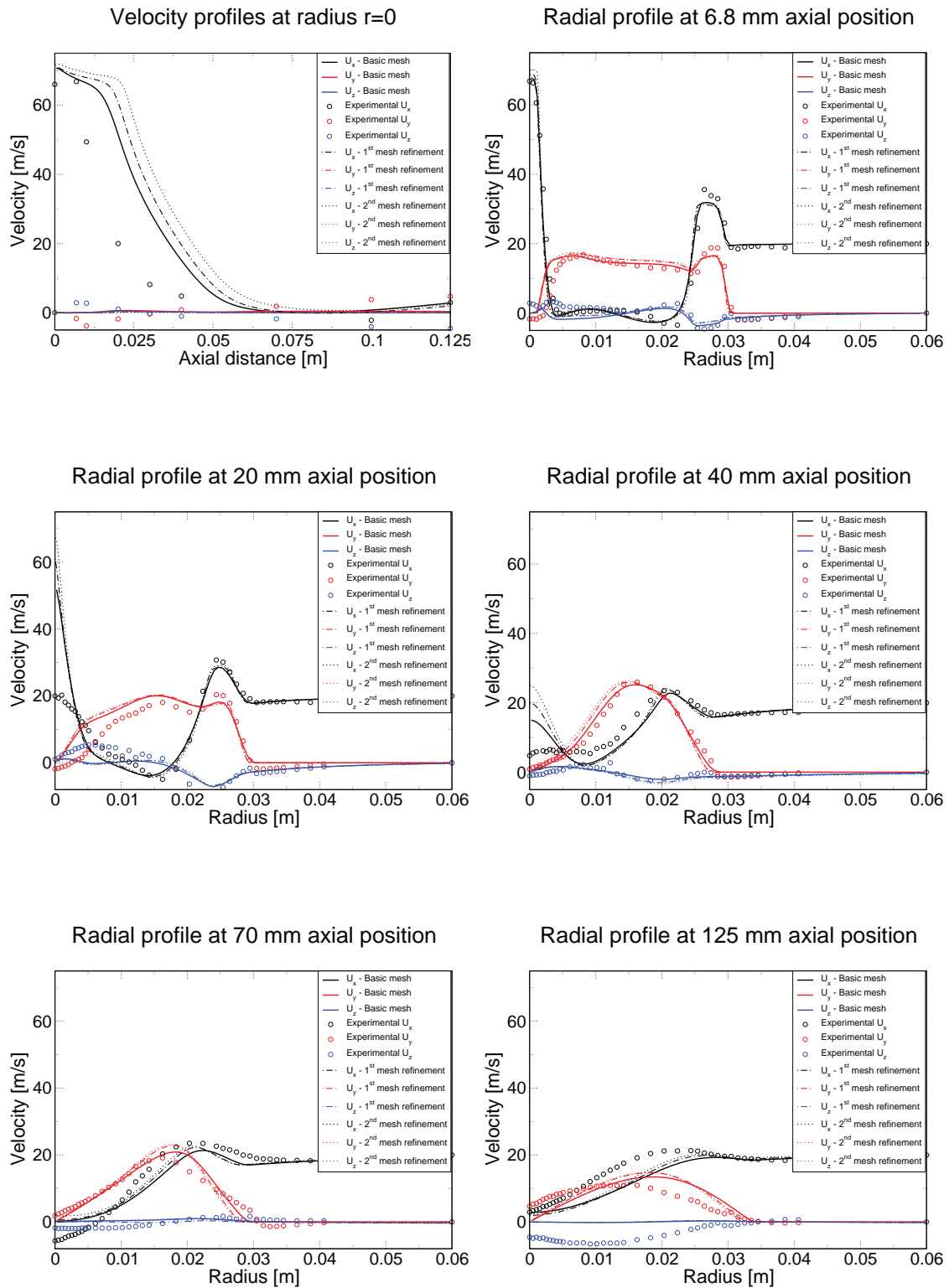
Također, finije mreže pokazuju maleni napredak u opisu pada U_z profila između

$r=0.012$ m i $r=0.018$ m.

Na udaljenosti $x=70$ mm, finije mreže predviđaju više vršne vrijednosti tangencijalne brzine pri $r=0.018$ m, te niže vrijednosti u području smanjenja profila brzine. Također, finije mreže bolje predviđaju vrijednost U_x vršne vrijednosti na $r=0.02$ m, u usporedbi s najgrubljom mrežom. Profil radijalne komponente brzine nije dobro opisan niti jednom rezolucijom mreže, a vrijednosti brzine su konstantne i jednake nuli.

Nadalje, na $x=125$ mm, finije rezolucije također ne mogu predvidjeti profil radijalne brzine. Profinjavanje mreže ne donosi posebno bolja poklapanja s eksperimentom, a profil U_y brzine pokazuje više vršne vrijednosti na $r=0.018$ m. Vrijednosti brzina uz centralnu os se ne mijenjaju povećanjem rezolucije mreže.

Prve i druge profinjene rezolucije mreže predviđaju sporiju disipaciju središnje struje, nego što to predviđa osnovna mreža. Točka zastoja i *vortex breakdown* recirkulacijska zona su predviđeni najgrubljom mrežom i prvom profinjenom rezolucijom. Općenito, finije mreže ne omogućavaju bolje predviđanje vrijednosti ekstrema i profila brzina, no s obzirom da razlike postoje, rješenje još uvijek nije nezavisno od rezolucije mreže. Nadalje, finije mreže više naglašavaju greške modela, a slabosti RANS modela su posebno vidljive u fenomenu disipacije središnje struje.



Slika 4.2: Rezultati za različite tipove mreža za slučaj s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru i uz primjenjenu shemu diskretizacije drugog reda

4.3. Usporedba rezultata prve i druge sheme diskretizacije

Slijedi usporedba prve i druge sheme diskretizacije na osnovnoj mreži i mreži s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru. Rezultati su dani na Slici 4.3.

Od $x=0$ m do $x=0.03$ m aksijalne pozicije, prva i druga shema diskretizacije daju slične rezultate za U_x profil brzine. Od $x=0.03$ m shema diskretizacije prvog reda predviđa bržu disipaciju središnje struje. Točka stagnacije i *vortex breakdown* recirkulacijska zona su opisani samo shemom diskretizacije prvog reda.

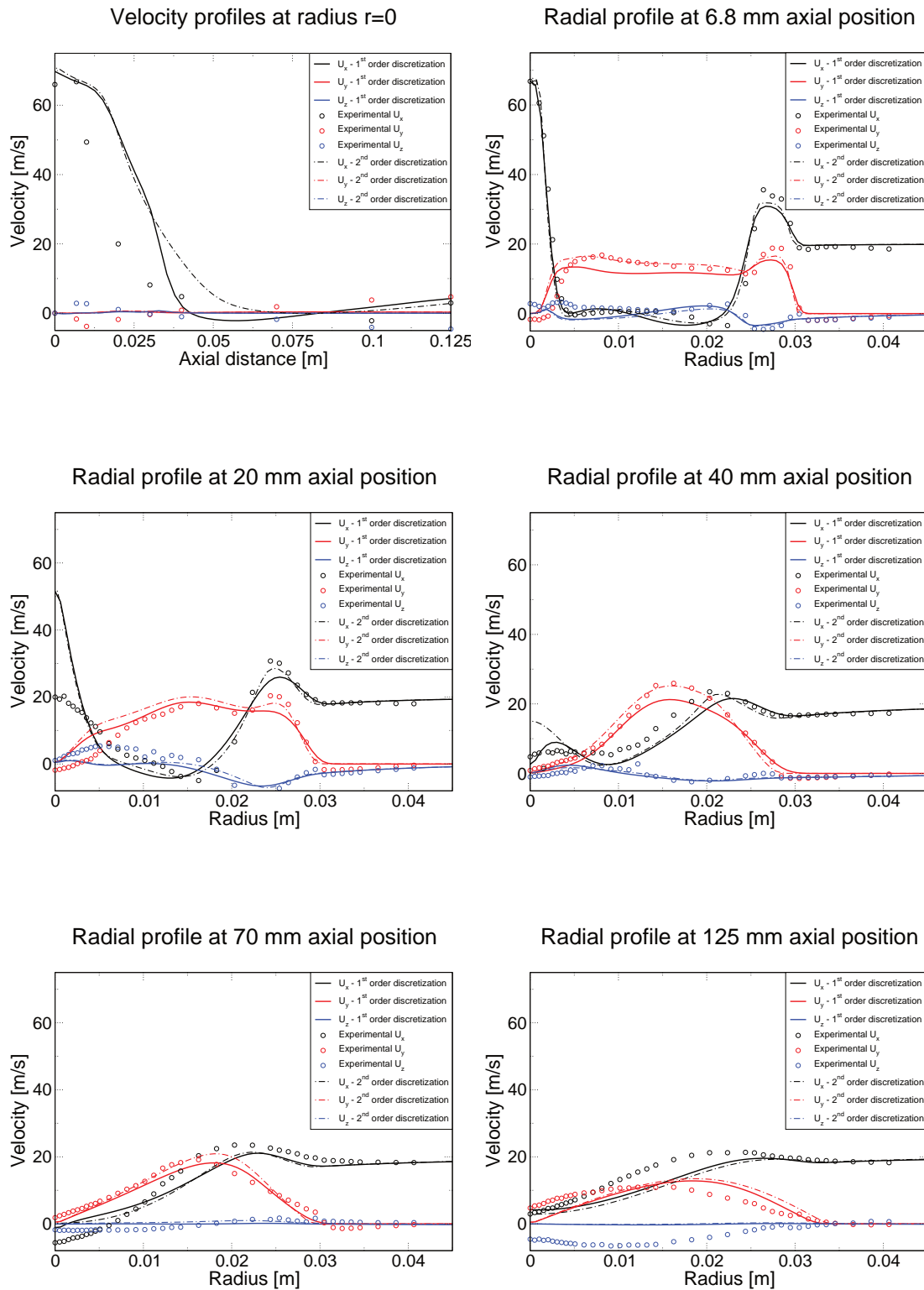
Na poziciji $x=6.8$ mm, shema diskretizacije drugog reda dobro opisuje vršnu vrijednost brzine U_x u rasponu od $r=0.005$ m do $r=0.025$ m. Nadalje, mala vršna vrijednost aksijalne komponente brzine pri $r=0.031$ m je bolje predviđena shemom diskretizacije drugog reda, isto kao što je to slučaj sa platoom na U_y profilu i vršnom vrijednošću pri $r=0.028$ m.

Pri $x=20$ mm, obje sheme diskretizacije ne opisuju U_y profil između centralne osi i $r=0.023$ m, ali je vršna vrijednost na $r=0.025$ m bolje predviđena sa shemom diskretizacije drugog reda. Ta shema bolje predviđa i ekstrem aksijalne komponente brzine pri $r=0.025$ m, isto kao i vršnu vrijednost U_z profila brzine na $r=0.016$ m.

Profil tangencijalne brzine na $x=40$ mm je gotovo u potpunosti predviđen shemom diskretizacije drugog reda, isto kao i ekstrem U_x brzine na $r=0.021$ m. Radijalna komponenta brzine se ne mijenja znatno uz primjenu sheme diskretizacije višeg reda. Pri $x=70$ mm aksijalne pozicije, shema diskretizacije prvog reda daje negativne vrijednosti brzine U_x , no veće nego što je to u eksperimentu. Aksijalni profil brzine se ne mijenja značajno uz primjenu sheme diskretizacije drugog reda, a vršna vrijednost tangencijalne komponente brzine pri $r=0.018$ m je bolje predviđena shemom diskretizacije prvog reda.

Shema diskretizacije drugog reda omogućuje predviđanje pozitivnih U_z brzina između $r=0.02$ m i $r=0.027$ m, a također omogućuje bolje opisivanje aksijalnih brzina uz centralnu os. Radijalni profil brzina nije uhvaćen niti jednom shemom diskretizacije.

Može se zaključiti kako sheme diskretizacije višeg reda odgađaju disipaciju središnje struje i kako ne mogu predvidjeti formaciju točke zastoja, dok sheme diskretizacije prvog reda mogu. No, sheme diskretizacije drugog reda omogućavaju bolje opisivanje vršnih vrijednosti, te bolje predviđaju profile brzina.



Slika 4.3: Usporedba prve i druge sheme diskretizacije za osnovnu mrežu i 2 ćelije u tangencijalnom smjeru

4.4. Preliminarni rezultati usporedbe stacionarnog i tranzijentnog vrtložnog strujanja

U ovom dijelu rada su dani preliminarni rezultati temeljeni na nestacionarnoj simulaciji. Rezultati su uspoređeni sa stacionarnim rezultatima simulacije s 2 ćelije u tangencijalnom smjeru, prvim profinjnjem mreže, te shemom diskretizacije drugog reda.

Nestacionarni profil brzine U_x se slaže s eksperimentalnim podacima u području između $x=0$ m i $x=0.01$ m na centralnoj osi. Disipacija središnje struje je također dobro predviđena, ali odgođena. Niti URANS tranzijentna, niti RANS stacionarna simulacija ne mogu predvidjeti pojavu vrtložne zone uz centralnu os (*vortex breakdown zone*).

Vršna vrijednost aksijalne brzine pri $r=0.004$ m, te $x=6.8$ mm je niža u usporedbi s tranzijentnom simulacijom. Također, vršne vrijednosti U_y brzine pri $r=0.008$ m i $r=0.029$ m su bolje predviđene koristeći RANS simulaciju, koja također pokazuje tendenciju boljeg opisivanja minimalne vrijednosti U_z pri $r=0.026$ m.

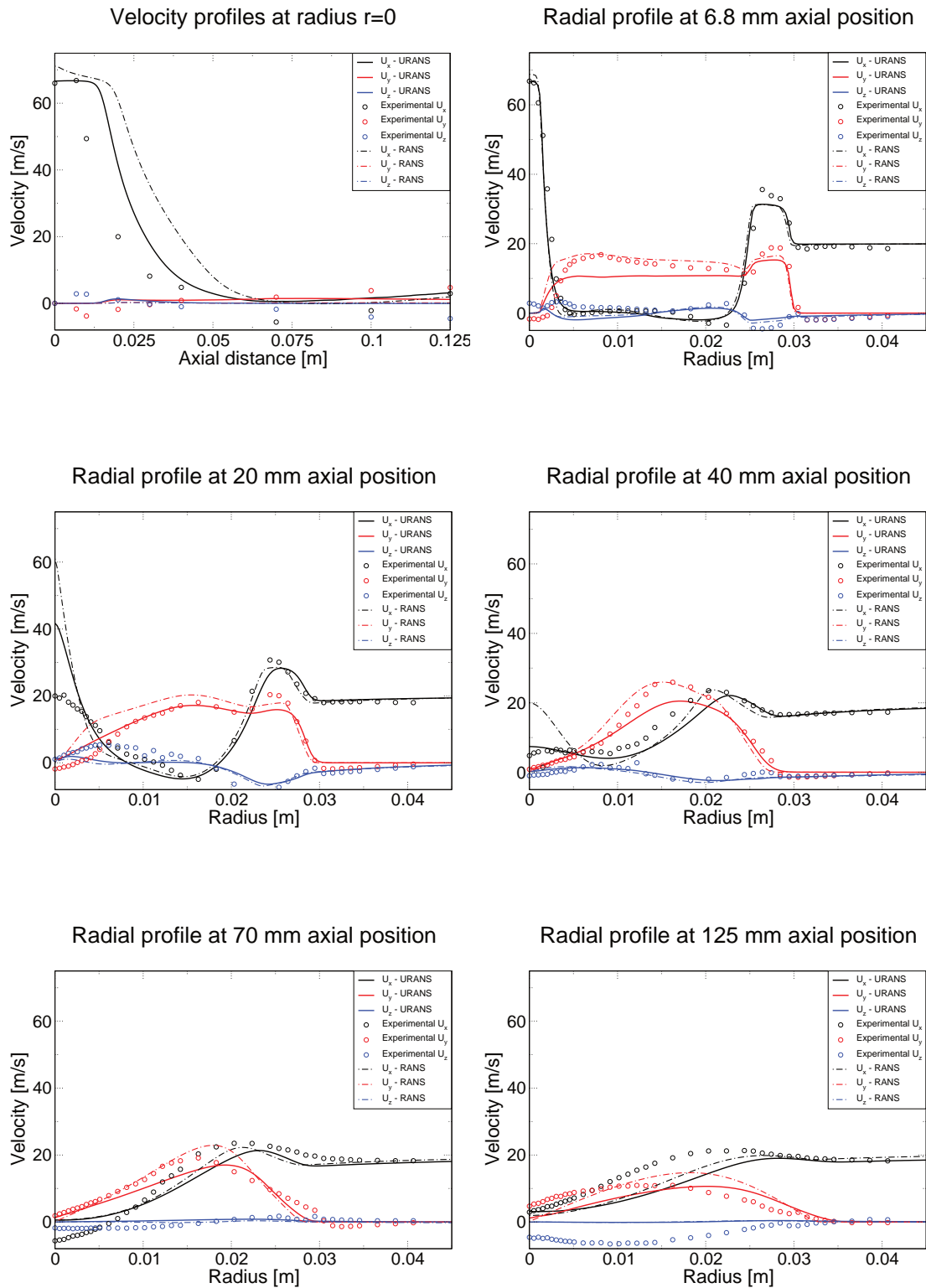
Na aksijalnoj poziciji $x=20$ mm, nestacionarna U_x brzina u blizini osi dva je puta veća od eksperimentalne, dok je stacionarna U_x brzina veća skoro tri puta. Profil tangencijalne brzine između $r=0$ m i $r=0.022$ m je bolje opisan nestacionarnom simulacijom, ali je vršna vrijednost pri $r=0.025$ m još manja.

Tranzijentna U_x brzina pri $r=0$ m i na $x=40$ mm se dobro slaže s eksperimentalnim vrijednostima. URANS simulacija predviđa manju vrijednost U_y vršne vrijednosti pri $r=0.026$ m, te pomiče ekstrem brzine U_x pri $r=0.02$ m, prema području okolišne struje.

Vršna vrijednost aksijalne brzine na $x=70$ mm i pri $r=0.02$ m, je također pomaknuta prema okolišnoj struji. Ista tendencija se može uočiti i kod profila tangencijalne brzine, ali URANS simulacija bolje predviđa U_y vršnu vrijednost pri $r=0.016$ m.

Slični trendovi se uočavaju na aksijalnoj udaljenosti od $x=125$ mm. Nestacionarna simulacija pomiče U_x i U_y profile brzina prema okolišnoj struji, a profil radijalne brzine ne može biti predviđen niti sa stacionarnom, niti s tranzijentnom simulacijom.

Iako URANS simulacija ne može opisati neke dijelove profila brzina dobro kao RANS simulacija, nestacionarna simulacija omogućuje najbržu disipaciju središnje struje, te najbolje predviđa brzinu U_x u blizini osi. Rezultati se pokazuju posebno dobrima u području od $x=6.8$ mm do $x=40$ mm aksijalne udaljenosti.



Slika 4.4: Preliminarna usporedba stacionarnih i nestacionarnih rezultata

5. Zaključak

U ovom radu je istražen utjecaj broja volumena u tangencijalnom smjeru, rezolucije mreže, te korištene sheme diskretizacije na izotermni slučaj niskog stupnja vrtložnosti (N29S054). U ovom poglavlju su dani zaključci o dobivenim rezultatima, te preporuke za budući rad.

Prva usporedba rezultata se temeljila na broju volumena u tangencijalnom smjeru. Uočeno je kako mreže s 2 i 3 volumena bolje predviđaju pojavu točke stagnacije, te također bolje predviđaju pojavu recirkulacijskog mjehurića. Mreža s 1 volumenom pritom ne može opisati te eksperimentalno predviđene pojave.

Nadalje, disipacija središnje struje je više odgođena kada se primjenjuje mreža s 1 volumenom, tako da mreže sa više volumena u tangencijalnom smjeru bolje predviđaju eksperimentalne podatke o aksijalnoj brzini uz centralnu os.

Budući da je na bočne stranice prizmatične geometrije zadan periodični *cyclic* rubni uvjet, mreža s 1 volumenom ne omogućuje pojavu tangencijalnog gradijenta. S druge strane, mreže s 2 i 3 volumena omogućuju pojavu tangencijalnog gradijenta, te općenito daju bolje rezultate. Budući da između rezultata mreže s 2 i 3 volumena nema prevelike razlike, odabrana je mreža s 2 volumena u tangencijalnom smjeru kako bi se uštedilo na računalnom vremenu.

Istraživanje o rezoluciji mreže je provedeno na temelju mreže s 2 volumena u tangencijalnom smjeru, sheme diskretizacije drugog reda, te usporedbe tri različita tipa mreže.

Uočeno je kako rezolucija mreže nema prevelik utjecaj na kvalitetu rezultata, no s obzirom da neke razlike postoje, zaključuje se kako slučaj još uvijek nije nezavisan o veličini primjenjene rezolucije mreže. Najgrublja mreža bolje opisuje disipaciju središnje struje, ali pokazuje trend njezine odgode. Razlog tome je korišteni model turbulencije, te prostorne diskretizacije. Istraživanje je pokazalo kako je greška prostorne diskretizacije veća za osnovni tip mreže, te je profil aksijalne brzine pomaknut u negativnom aksijalnom smjeru. Budući da $k-\omega$ SST model pomiče aksijalni profil prema pozitivnom aksijalnom smjeru, greška prostorne diskretizacije i greška modela turbulencije se djelomično poništavaju, te iz toga razloga najgrublja mreža izgleda najboljom. Općenito, greška modela više dolazi do izražaja na finijim rezolucijama mreže.

Posljednja usporedba rezultata se temeljila na korištenim shemama diskretiza-

cije, primjenjenim na slučaj s 2 volumena u tangencijalnom smjeru i osnovnom rezolucijom mreže. Korištena je Upwind shema prvog reda, te Linear Upwind shema drugog reda.

Disipacija središnje struje je odgođena primjenom obje diskretizacijske sheme, a recirkulacijska zona uz centralnu os nije predviđena primjenom sheme diskretizacije drugog reda. Općenito, shema diskretizacije drugog reda omogućuje bolje opisi- vanje profila brzine na manjim aksijalnim pozicijama ($x=6.8$ mm i $x=20$ mm), te značajno bolje predviđanje vršnih vrijednosti. Predviđanje oblika profila brzina na višim aksijalnim pozicijama ($x=70$ mm i $x=125$ mm), nije se poboljšalo primjenom shema višeg reda.

Sheme diskretizacije drugog reda se smatraju boljim odabirom za simulaciju vrtložnog strujanja.

5.1. Preporuke za daljnji rad

Obavljeno istraživanje se temeljilo na osnosimetričnoj prizmatičnoj geometriji. Pokazano je kako osnovne pojave i fenomeni vrtložnog strujanja mogu biti predviđeni s odgovarajućim numeričkim postavkama.

Sljedeće istraživanje će se temeljiti na 3D RANS simulacijama. Koristit će se cilindrična domena kako bi se pokazalo može li takva geometrija bolje predvidjeti vrtložne fenomene.

Nakon toga slijedi korištenje boljeg modela turbulencije, s ciljem da se razjasni koliko bolje će vrtložne pojave biti predviđene. Budući da je LES (*Large Eddy Simulation*) primjenjen u mnogim do sada objavljenim istraživanjima o vrtložnom strujanju, koristit će se DES (*Detached Eddy Simulation*) model turbulencije.

6. Bibliografija

- [1] Yasir M. Al-Abdeli and Assaad R. Masri. Flowfield regimes of non-reacting swirling flows. *14th Australian Fluid Mechanics Conference*, 2001.
- [2] CFD-Online. Sst k-omega model. http://www.cfd-online.com/Wiki/SST_k-omega_model, February 2014.
- [3] Wikimedia Commons. Upwind differencing scheme. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:The_grid_used_for_discretisation_in_Upwind_Difference_Scheme_for_positive_Peclet_number_28Pe_029.png, February 2014.
- [4] R. De Meester, B. Naud, and B. Merci. Hybrid rans/pdf calculations of sydney swirling flames. *Proceedings of the European Combustion Meeting 2009*, 2009.
- [5] Ivo Džijan. *Računalna Dinamika Fluida*. Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture, University of Zagreb, 2010.
- [6] OpenFOAM Foundation. Openfoam - the open source cfd toolbox. <http://foam.sourceforge.net/docs/Guides-a4/UserGuide.pdf>, February 2014.
- [7] Yohei Fujimoto and Nobuhiko Yamasaki. Large eddy simulation of swirling jet in a bluff-body burner. *JSME International Journal*, 49(4), 2006.
- [8] Hrvoje Jasak. Turbulence modelling for cfd. <http://powerlab.fsb.hr/ped/kturbo/OpenFOAM/SummerSchool2009/lectures/Turbulence.pdf>, February 2014.
- [9] Georgi Kalitzin, Gorazd Medic, Gianluca Iaccarino, and Paul Durbin. Near-wall behavior of rans turbulence models and implications for wall functions. *Journal of Computational Physics*, (4):265–291, 2005.
- [10] F.R. Menter, M. Kuntz, and R. Langtry. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, (4), 2003.
- [11] The University of Sydney. Swirl flows and flames database. <http://sydney.edu.au/engineering/aeromech/thermofluids/swirl.htm>, February 2014.

- [12] Clemens Olbricht, Anja Ketelheun, Frederik Hahn, and Johannes Janicka. Assessing the predictive capabilities of combustion les as applied to the sydney flame series. *Flow Turbulence Combust*, pages 513–547, September 2010.
- [13] Special Interest Group on Quality and Trust in Industrial CFD. *Best Practice Guidelines*. European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion, 2000.
- [14] K.K.J. Ranga Dinesh and M.P. Kirkpatrick. Study of jet precession, recirculation and vortex breakdown in turbulent swirling jets using les. *Computers and Fluids*, 38:1232–1242, 2008.
- [15] K.K.J. Ranga Dinesh, W. Malalasekera, Ibrahim S.S., and M.P. Kirkpatrick. Large eddy simulation of isothermal swirling flows. *Combustion Science and Technology*, pages 1481–1525, 2007.
- [16] Oliver Stein and Andreas Kempf. Les of the sydney swirl flame series: A study of vortex breakdown in isothermal and reacting flows. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31:1755–1763, 2007.
- [17] Jiyuan Tu, Guan Heng Yeoh, and Chaoqun Liu. *Computational Fluid Dynamics: A Practical Approach*. Elsevier, 2008.
- [18] Versteeg and Malalasekera. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. Pearson Education, 1995.
- [19] Vuko Vukčević. *Application of computational fluid dynamics in the motion analysis of ships and offshore platforms*. Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture, University of Zagreb, 2013.
- [20] Y. Yang and Soeren Knudsen Kaer Kaer. Large-eddy simulations of the non-reactive flow in the sydney swirl burner. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 36:47–57, 2012.
- [21] Y. Yang and K. K. Soeren. Comparison of reynolds averaged navier-stokes based simulation and large-eddy simulation for one isothermal flow. *Journal of Thermal Science*, 21(2):154–161, 2012.
- [22] Yang Yang, Soeren K. Kaer, and Chungun Yin. Numerical study and validation of one swirling flame. *Proceedings of the European Combustion Meeting 2011*, 2011.